

SOMMAIRE

REMERCIEMENT

Nous tenons en premier lieu à remercier Dieu Tout-puissant pour tout l'Amour qu'Il nous a partagé à travers la réalisation de ce projet de fin d'étude, et c'est avec grand plaisir que nous tenons à exprimer notre profonde gratitude, reconnaissance et remerciements distingués à tous ceux qui nous a aidé de près ou de lion et plus particulièrement **Mme ACHKAR Yamina** l'encadrant de notre projet de fin d'étude et les membres de jury :**FEDOUL abdelaziz** et **Abdelhafid CHATWITI** .

DEDICACES

Nos très chers parents :

Grâce à votre tendresse, votre encouragement et vos grands sacrifices, vous Avez pu créer le climat affectueux, propice à la poursuite de nos études.

Aucune dédicace ne saurait exprimer à sa juste valeur nôtre profond amour filial Et nôtre profonde reconnaissance pour tous les sacrifices et tous les efforts que Vous avez consentis pour assurer notre avenir.

Nous prions Dieu de vous bénir, de vous prêter longue vie, et nous espérons Que vous serez toujours fiers de nous.

Nos chers frères et sœurs :

Veuillez trouver ici l'expression de nos sentiments de respect et de reconnaissance pour le soutien que vous n'avez cessé de nous apporter. Nous Prions Dieu de nous laisser toujours unis.

Nos enseignants :

Votre générosité et votre soutien nous obligent à vous prendre en Considération sur cette dédicace.



INTRODUCTION GENERALE

La description de la matière a depuis toujours intrigué l'humanité. Vu l'immense diversité des formes que prend celle-ci à l'échelle humaine, il est tentant de penser qu'à une échelle plus petite, elle existe sous une forme plus fondamentale voire plus simple. À tort ou à raison, l'approche scientifique s'est laissée guider par ce concept en espérant qu'une fois les fondamentales obtenues il serait possible de reconstruire l'édifice jusqu'à notre échelle et même au-delà. Dans les faits, une telle reconstruction nous échappe encore... La première notion d'éléments fondamentaux nous vient des Grecs. On pensait que la Nature était composée de quatre éléments: l'air, le feu, l'eau et la terre**.** Ces éléments furent ultérieurement remplacés par une notion simplificatrice, celle d'une particule indivisible de

matière, l'atome. On attribue souvent l'énoncé de cette idée à Démocrite (460 avant. J.-C à Abdera, Thrace en Grèce). Il faut toutefois mentionner que cette approche n'a pas toujours fait l'unanimité. En effet, un autre point de vue suggérait plutôt que les propriétés d'un objet devaient être décrites globalement et non à partir de ses constituants. Toutefois, dans la recherche d'une structure microscopique fondamentale de la matière comme dans d'autres domaines, cette dernière approche se révéla être un très sérieux obstacle au progrès scientifique. Nos théories modernes de la matière, quant à elles, font appel au besoin aux deux approches: on décrit les phénomènes physiques à certaines échelles par des descriptions empiriques (ex: modèle en couches en physique nucléaire) ou par des théories plus fondamentales (ex: Modèle Standard en physique des particules).

Les constructions empiriques révèlent souvent des symétries du système qui permettent d'accéder à des théories plus fondamentales alors qu'il est aussi envisageable que les théories plus fondamentales d'aujourd'hui seront remplacées par des approches plus fondamentales encore tout en continuant à jouer un rôle de modèle approximatif ou efficace (ex: physique newtonienne versus physique relativiste).

Ceci dit, le dernier siècle a vu la physique, et notamment la physique des particules, faire un bond phénoménal. On a vu émerger une version plus moderne de l'atome dans laquelle celui-ci est formé de constituants plus fondamentaux, c'est le cadre théorique du *modèle standard*. Croyant que nous avions affaire aux plus petites particules de la Nature, nous avons appelé ces constituants (électrons, protons, neutrons,...) particules élémentaires. Mais la nature allait nous jouer un tour puisque certaines de ces soi-disant particules élémentaires révélèrent une sous-structure (ex: quarks et gluons). Tout en réalisant que le concept peut changer avec nos capacités d'explorer la Nature, nous allons utiliser le terme particule élémentaire pour décrire une particule, qui selon l'état actuel de nos connaissances, ne possède aucune sous-structure.

Notre perception de la matière est en constante évolution mais, pour le moment, elle révèle une structure passablement riche dont voici une description sommaire: Commençons par illustrer de façon simplifiée la structure interne de l'atome. On peut dès lors identifier certaines des particules élémentaires comme l'électron et le quark. Mais il existe dans la Nature d'autres particules, certaines tout aussi fondamentales, alors que d'autres sont

composites. Pour le moment, notre classification de particules élémentaires se lit comme suit:

- Leptons
- Quarks

Quatre interactions élémentaires sont responsables de tous les phénomènes physiques observés dans l'univers, chacune se manifestant par une force dite force fondamentale. Ce sont les interactions fortes, électromagnétiques, nucléaires faibles et la gravitation.

CHAPITRE I :

RELATIVITE RESTREINTE

ET

GENERALE

I. RELATIVITE RESTREINTE :

La "*relativité restreinte*" est une théorie confinée aux référentiels inertiels isolés (galiléens), c'est-à-dire à l'étude de référentiels animés d'un mouvement rectiligne uniforme (inertiels). La raison sera donnée lors de l'énoncé du principe de relativité restreinte. Elle se base principalement sur trois concepts :

1. Le postulat d'invariance.
2. Le principe cosmologique.
3. Le principe de relativité restreinte.

1. Postulat d'invariance :

Des mesures de laboratoire ont, depuis longtemps, montré que la vitesse «c» mesurée par un référentiel inertiel (en ligne droite et à vitesse constante) est bien constante quelque soit sa vitesse d'entraînement. Nous devons alors postuler la propriété suivante :

Postulat d'invariance : la vitesse de la lumière ne peut ni s'ajouter, ni se soustraire, à la vitesse d'entraînement du référentiel dans lequel nous la mesurons; plus clairement cela

signifie que quelque soit la vitesse à laquelle vous vous déplacerez vous mesurerez toujours la vitesse de lumière comme égale à «c» qui est constante et finie.

Corollaire : le principe de la relativité Galiléen selon ce postulat est complètement mis à défaut et il faut alors développer une nouvelle théorie qui prend en compte cette propriété de la lumière.

2. Principe cosmologique :

Le «principe cosmologique» est l'hypothèse, aujourd'hui vérifiée, selon laquelle l'univers est spatialement homogène, c'est-à-dire que son apparence générale ne dépend pas de la position de l'observateur. Il a pour conséquence que l'Homme n'occupe pas de position privilégiée dans l'univers, en opposition avec la théorie géocentrique (aujourd'hui abandonnée), mais en accord avec le principe copernicien. En pratique, le principe cosmologique présuppose aussi que l'univers est isotrope, c'est-à-dire que son aspect ne dépend pas de la direction dans laquelle on l'observe (par exemple son taux d'expansion ne dépend pas de la direction).

3. Principe de relativité restreinte :

Rappelons que les transformations galiléennes nous disent qu'aucun référentiel ne peut être considéré comme un référentiel absolu puisque les relations entre les grandeurs physiques sont identiques dans tous les référentiels galiléens ("principe de relativité galiléen"). Le mouvement galiléen est donc relatif.

Au 20ème siècle les physiciens constatèrent qu'une importante catégorie de phénomènes physiques violait le principe de relativité galiléen: les phénomènes électromagnétiques.

En appliquant les transformations galiléennes aux équations de Maxwell nous obtenons un jeu d'équations différent selon que l'observateur se trouve dans un référentiel fixe ou un référentiel mobile.

Effectivement, l'équation de propagation d'un champ électrique ou magnétique ψ s'écrivait sous la forme :

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right].\psi = 0$$

on sait en Mécanique Classique qu'un facteur important de la validité d'une théorie était l'invariance de l'expression de ses lois sous une transformation galiléenne (transformée de Galilée) en posant :

$$x' = x - u_x t \ \ , y' = y \ \ , z' = z \, , t' = t$$

La différentielle totale d'une fonction, par exemple, à deux variables s'écrit :

$$df(x',t') = \frac{\partial f}{\partial x'}dx' + \frac{\partial f}{\partial t'}dt'$$

Ce qui nous amène simplement à écrire :

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \frac{1}{\partial x}\frac{\partial f}{\partial x'}dx' + \frac{1}{\partial x}\frac{\partial f}{\partial t'}dt'$$

Après élimination de f et en utilisant le théorème de Schwarz :

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{1}{\partial x}\frac{\partial}{\partial x'}dx' + \frac{1}{\partial x}\frac{\partial}{\partial t'}dt' = \frac{\partial}{\partial x'}\frac{\partial x'}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial t'}\frac{\partial t'}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x'}\frac{\partial(x - u_x t)}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial t}\frac{\partial t}{\partial x}$$
$$= \frac{\partial}{\partial x'}\frac{\partial(x - u_x t)}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x'}$$

Si nous écrivons de même avec le temps :

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t}\frac{\partial}{\partial x'}dx' + \frac{1}{\partial t}\frac{\partial}{\partial t'}dt' = \frac{\partial}{\partial x'}\frac{\partial x'}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t'}\frac{\partial t'}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x'}\frac{\partial(x - u_x t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t'}\frac{\partial t}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x'}\frac{\partial(x - u_x t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t'}$$
$$= -u_x\frac{\partial}{\partial x'} + \frac{\partial}{\partial t'}$$

Enfin de compte la transformation galiléenne de l'équation d'onde censée avoir une forme invariante devient :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x'^2}-\frac{1}{c^2}\left(-u_x\frac{\partial}{\partial x'}+\frac{\partial}{\partial t'}\right)^2\right)\psi=\left(\frac{\partial^2}{\partial x'^2}-\frac{u_x^2}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial x'^2}+2\frac{u_x}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial x'\partial t'}-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t'^2}\right)\psi=0$$

La forme de l'équation d'onde a donc été complètement altérée par la transformation. Au fait, nous savons que cela est dans un sens normal. Effectivement, après tout le champ magnétique, crée par des charges en mouvement disparaît quand nous utilisons un référentiel en mouvement avec les charges (ou inversement). Cependant, les champs électrique et magnétique ne se transforment pas correctement sous les transformations Galiléennes.

Pour fixer la situation, suite à ces deux exemples, nous avons trois hypothèses :

- Les équations de Maxwell sont fausses. Les équations correctes restent à être découvertes et devront être invariantes sous une transformation Galiléenne.
- L'invariance Galiléenne est valide pour la mécanique mais pas pour l'électromagnétisme (c'est la solution historique avant Einstein, un "éther" détermine l'existence d'une sorte de référentiel absolu où les équations de Maxwell ne changent pas)
- L'invariance Galiléenne est fausse. Il y a une invariance plus générale, qu'il reste à découvrir, qui préserve la forme des équations de Maxwell. La mécanique classique doit être reformulée telle qu'elle soit invariante sous cette nouvelle transformation.

Albert Einstein n'admettait pas la violation du principe de relativité galiléenne par l'électromagnétisme. De son point de vue il fallait au contraire le généraliser à toutes les lois physiques.

Il postula donc que les lois physiques devaient être identiques dans tous les référentiels galiléens ce qui implique, implicitement, que du point de vue des lois physiques, il n'est pas possible de distinguer un référentiel galiléen d'un autre. Ce résultat est plus fréquemment formulé sous la forme qu'aucun référentiel n'est privilégié. Ce principe fut baptisé "*principe de relativité*". En effet, cette relativité est étant restreinte aux cas des référentiels galiléens (dit aussi "référentiels inertiels") exclusivement.

En d'autres termes, les lois physiques doivent rester inchangées après un changement de référentiel. Il nous faut donc déterminer les nouvelles transformations adéquates qui se substitueront aux transformations galiléennes.

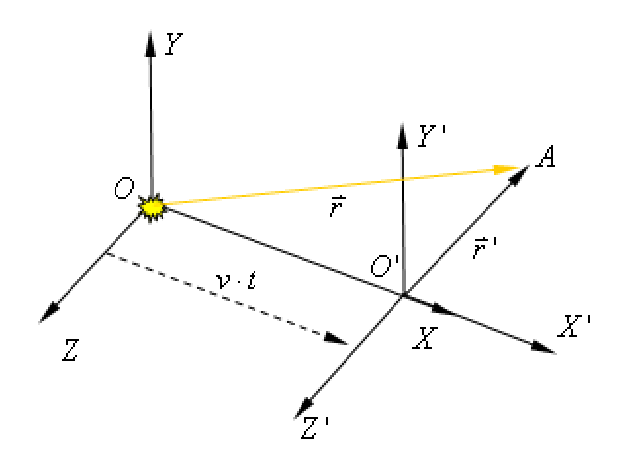
4. Transformations de Lorentz :

Pour que soit possible l'invariance de c (postulat d'invariance), nous devons admettre que le temps ne s'écoule pas de la même manière pour l'observateur immobile O que pour l'observateur O' dans un référentiel en translation uniforme en x (soit un référentiel inertiel) à vitesse relative v.

Pour étudier le comportement des lois physique, nous devons alors nous munir de deux horloges qui donnent t et t' (le référentiel qui contient son horloge/instrument de mesure est appelé "référentiel propre")

- Mettons en place l'expérience imaginaire suivante :

Lorsque les observateurs O et O' sont superposés, nous posons t=0 et t'=0 et nous émettons un flash lumineux dans la direction d'un point A repéré par r et r' :



Il est évident que lorsque le flash arrivera en A, l'observateur O mesurera un temps t et O' un temps t'.

L'observateur O conclut dès lors :

$$r = c.t = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \Rightarrow x^2 + y^2 + z^2 = c^2t^2$$

L'observateur O' lui, conclut :

$$r' = ct' = \sqrt{x'^2 + y'^2 + z'^2} \quad \Rightarrow \quad x'^2 + y'^2 + z'^2 = c^2t'^2$$

Étant donné que le déplacement de O' ne se fait qu'en x, nous avons pour les deux observateurs :

$$y = y' \quad , \quad z = z'$$

De plus, si la trajectoire du rayon lumineux se confond dans Ox, nous avons :

$$y = y' = 0 \quad , \quad z = z' = 0$$

Ce qui nous donne dès lors $x^2 = c^2t^2$ et $x'^2 = c^2t'^2$

d'où : $x^2 - c^2t^2 = 0$ et $x'^2 - c^2t'^2 = 0$

Ce deux relations sont donc égales (nulles) en tout x, x', t, t', entre les deux observateurs. Ce sont les premiers "invariants relativistes" (valeurs égales quelque soit le référentiel) que retrouvons sous une forme plus généralisée lorsque qu'appliquée à tout l'espace:

$$x^2 + y^2 + z^2 - c^2t^2 = x'^2 + y'^2 + z'^2 - c^2t'^2$$

Il convient maintenant de se rappeler, que dans le modèle classique (relativité galiléenne), nous aurions écrit que la position du point A pour l'observateur O à partir des informations données par O' serait $x = x' + vt$ et réciproquement tel que :

$$x' = x - vt' = x - vt$$

Dans le modèle relativiste, nous devons par contre admettre que le temps *t* qui est en relation avec *x* n'est pas le même que *t'* qui est en relation avec *x'* parce que le principe de relativité oblige (sinon quoi il serait donc impossible d'expliquer l'invariance de la vitesse de la lumière) !

Nous sommes alors amenés à poser la relation précédente sous la forme suivante :

$$x' = \lambda(x - vt)$$

où λ serait une constante à déterminer.

De plus, si *t=t'*, nous devons aussi pouvoir exprimer t' comme fonction de *t* et de *x* sous une forme similaire :

$$t' = a(t - bx)$$

Résumons la forme du problème :

$$x' = \lambda(x - vt)$$

à déterminer λ. Et ensuite :

$$t' = a(t - bx)$$

à déterminer *a et b.*

Nous cherchons alors à déterminer la relation permettant de connaître la valeur des coefficients λ, a et b qui satisfont simultanément:

$$x^2 + y^2 + z^2 = c^2t^2 \quad \text{et} \quad x'^2 + y'^2 + z'^2 = c^2t'^2$$

Donc, avec les trois dernières relations, nous obtenons :

$$\lambda^2(x - vt)^2 + y^2 + z^2 = c^2a^2(t - bx)^2$$

Distribuons :

$$(\lambda^2 - a^2.b^2.c^2).x^2 - 2.(\lambda^2 v - b.a^2.c^2)x.t + y^2 + z^2 = \left\{a^2 - \frac{\lambda^2.v^2}{c^2}\right\}.c^2.t^2$$

Pour satisfaire la relation:

$$x^2 + y^2 + z^2 = c^2t^2$$

Il faut que :

$$\lambda^2 - b^2 a^2 c^2 = 1 \qquad (1)$$

$$(\lambda^2 v - b.a^2.c^2) = 0 \qquad (2)$$

$$\left\{a^2 - \frac{\lambda^2.v^2}{c^2}\right\} = 1 \qquad (3)$$

Il est facile de résoudre (2) :

$$\lambda^2 = \frac{b.a^2.c^2}{v}$$

Nous introduisons alors ce résultat dans (1) et (3) et nous obtenons :

$$\lambda^2 - b^2 a^2 c^2 = \frac{b.a^2.c^2}{v}(1 - b.v) = 1 \qquad (1')$$

$$a^2 - \frac{\lambda^2.v^2}{c^2} = a^2(1 - b.v) = 1 \qquad (2')$$

Si nous divisons (1') par (2'), nous obtenons :

$$\frac{c^2.b}{v} = 1 \Rightarrow b = \frac{v}{c^2}$$

et en introduisant ce dernier résultat dans la relation

$$a^2(1 - b.v) = 1$$

nous obtenons le résultat remarquable suivant:

$$a = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

que nous notons souvent :β

$$a = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

et que nous appelons "*facteur de Michelson-Morley*" avec :

$$\beta = \frac{v}{c}$$

En introduisant également :

$$b = \frac{v}{c^2}$$

dans :

$$\lambda^2 = \frac{b.a^2.c^2}{v}$$

nous obtenons :

$$\gamma = a = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$$

Posons maintenant (afin d'être conforme aux notations d'usage) :

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

avec donc le paramètre sans dimensions et toujours inférieur ou égal à l'unité:

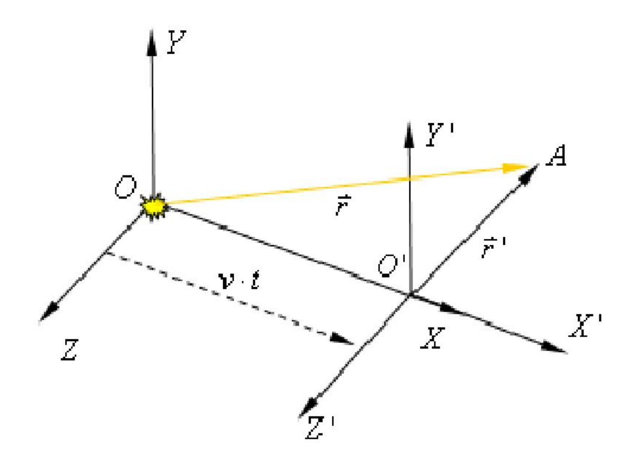
$$\beta = \frac{v}{c}$$

5. variation relativiste du temps et des longueurs :

Un événement est un phénomène qui se produit en un endroit donné et à un instant donné. L'origine du temps étant difficile à préciser, nous préfèrerons souvent définir la

notion d'intervalle de temps comme le temps qui s'écoule entre deux événements comme il est fréquemment d'usage.

Considérons maintenant deux événements A et B consécutifs qui se produisent au même endroit x' dans le référentiel en translation uniforme:



Pour l'observateur O', l'intervalle de temps est simplement :

$$\Delta t' = t'_B - t'_A$$

Pour mesurer cet intervalle, l'observateur O dans le référentiel fixe, doit aussi imposer que x' est commun aux deux événements. Alors en utilisant la relation démontrée ci-dessus ;

$$t' = \gamma\left(t - \frac{v}{c^2}x\right) = \frac{t - \frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2}}$$

nous obtenons:

$$\Delta t = t_B - t_A = \frac{t'_B + \frac{v}{c^2}x'}{\sqrt{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2}} - \frac{t'_A + \frac{v}{c^2}x'}{\sqrt{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2}} = \frac{t'_B - t'_A}{\sqrt{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2}} = \frac{\Delta t'}{\sqrt{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2}}$$

d'où le résultat remarquable ci-dessous :

$$\Delta t = \frac{\Delta t'}{\sqrt{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2}}$$

ce qui ce note sous forme condensée traditionnelle:

$$t = \gamma t'$$

Donc, l'observateur O mesure un intervalle de temps d'autant plus grand que le référentiel dans lequel se déroule le phénomène se déplace rapidement. Le temps dans le référentiel mobile semble comme dilaté par rapport à celui en vigueur dans le référentiel fixe.
De même on démontre que:

$$L = L_0\sqrt{1-\beta^2} = \frac{L_0}{\gamma}$$

II. LA RELATIVITE GENERALE

La théorie de la gravitation de Newton, publiée en 1687 dans les "Principia Mathematica", a expliqué la chute des corps, le mouvement des planètes autour du soleil, le modèle Copernicien du système solaire, le mouvement des comètes, les lois empiriques de Kepler. A mesure que les instruments d'observation s'affinaient, des décalages ont été observés, notamment l'avance de périhélie de la planète Mercure.

Conscient des conséquences de la théorie de la relativité restreinte sur la mécanique classique, Einstein voulait s'attaquer à la théorie de la gravitation de Newton, qui n'arrivait pas à expliquer certaines anomalies (avance de périhélie de Mercure, des explications ont été avancées, notamment une ellipticité du soleil, puisque celle-ci contredisait de manière flagrante la relativité restreinte, comme quoi aucun signal ne peut se déplacer plus vite que la lumière, a fortiori, la détection d'un champ de gravitation est un signal, celui-ci ne peut pas se propager plus vite que la lumière.

Par ailleurs Einstein voulait étendre le principe de relativité à tous les types de mouvements, pas seulement rectiligne uniforme, mais également à tous les mouvements accélérés.

1. Le Principe d'équivalence:

Aujourd'hui nous sommes tous familiers avec les ascenseurs, ou les expériences de micro-gravité dans des avions de ligne en chute libre. Nous savons que nous pouvons annuler les effets de la gravitation du moins localement. Au cinéma, dans les films de science-fiction, nous sommes également familiers avec l'absence de gravitation loin de toute planète, et que l'allumage des moteurs, provoquant un mouvement accéléré du vaisseau permet de simuler une certaine pesanteur.

Ceci est le principe d'équivalence, un mouvement accéléré peut être vu localement comme un champ de gravitation. Un observateur en chute libre, n'est plus soumis à la gravitation et les lois de la relativité restreinte s'appliquent.

On peut voir un mouvement accéléré comme une rotation dans l'espace-temps, dont l'angle dépend du point de l'espace.

2. La courbure de l’espace-temps:

La relativité générale abandonne la notion de force et la remplace par le concept de courbure de l’espace-temps. Les corps célestes adoptent des trajectoires aussi droites que possibles, mais ils doivent se soumettre à la configuration de l’espace-temps. Loin de toute distribution de matière, la courbure de l’espace-temps est nulle et toutes les trajectoires sont des lignes droites. Près d’un corps massif comme le Soleil, l’espace-temps est déformé et les corps se déplacent sur des lignes courbes.

Pour être complète, la théorie de la relativité générale doit également donner un moyen de calculer la courbure de l’espace-temps créée par une distribution de masse. Elle le fait par l’intermédiaire d’un système très complexe de formules mathématiques, les équations d’Einstein, qui relient courbure de l’espace-temps et distribution de masse. Ce système est si complexe qu’il n’a été résolu que dans quelques cas de figure très simples, par exemple autour d’une étoile isolée.

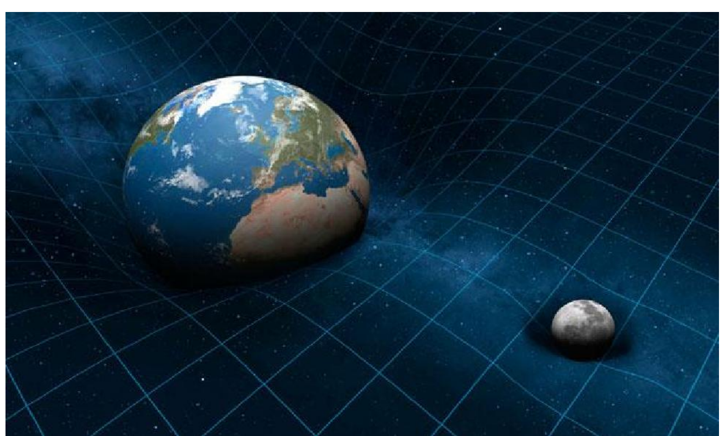


image 1.déformation de la courbure espace-temps en présence d'une masse

3. Equation d'Einstein des champs:

L'équation d'Einstein s'écrit :

$$R_{\mu\vartheta} - \frac{1}{2} g_{\mu\vartheta} R + \Lambda g_{\mu\vartheta} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\vartheta}$$

-$R_{\mu\vartheta}$: est le tenseur de Ricci.

- R : la courbure scalaire.

-$g_{\mu\vartheta}$: le tenseur métrique de signature (+,-,-,-).

-Λ : la constante cosmologique.

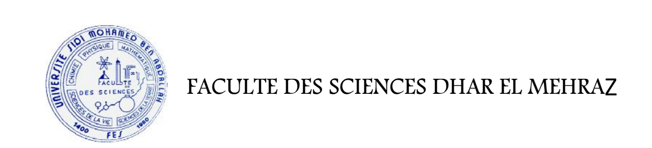
-G : la constante gravitationnelle (environ $6,6742.10^{-11}$ $m^3kg^{-1}s^{-2}$).

-$T_{\mu\vartheta}$: le tenseur énergie-impulsion.

Cette équation est extrêmement simple et extrêmement belle. En partant de l'hypothèse comme quoi les lois de la physique sont les mêmes dans tous les référentiels, accélérés ou non, et du postulat du principe d'équivalence, nous aboutissons à une équation qui nous dit que la distribution de matière pilote la courbure de l'espace-temps. La matière dit à l'espace comment se courber, et l'espace dit à la matière comment se mouvoir.

La partie de gauche représente la courbure de l'espace-temps telle qu'elle est déterminée par la métrique et l'expression de droite représente une modélisation du contenu masse/énergie de l'espace-temps. Cette équation peut alors être interprétée comme un ensemble d'équations décrivant comment la courbure de l'espace-temps est reliée au contenu masse/énergie de l'univers. Ces équations, ainsi que l'équation de la géodésique, forment le coeur de la formulation mathématique de la relativité générale.

L'équation d'Einstein est donc une équation dynamique qui décrit comment la matière et l'énergie modifie la géométrie de l'espace-temps. Cette courbure de la géométrie autour d'une source de matière est alors interprétée comme le champ gravitationnel de cette source. Le mouvement des objets dans ce champ étant décrit très précisément par l'équation de sa géodésique.



CHAPITRE II :

MECANIQUE QUANTIQUE RELATIVISTE

I. MECANIQUE QUANTIQUE RELATIVISTE ET THEORIE DU CHAMPS:

Avant la formulation de la physique quantique, les particules et les champs étaient considérés comme des entités distinctes mais liées; les particules possèdent certaines caractéristiques intrinsèques (comme la masse et la charge électrique) et produisent les champs (gravitationnels et électromagnétiques). Chaque champ de force émane des particules et remplit l'espace autour d'elles. Les champs emmagasinent et peuvent transporter de l'énergie; ils sont, en ce sens, des milieux continus réels qui lient les particules et communiquent les interactions entre elles. On considérait que les particules étaient composées de matière et les champs étaient composés d'énergie. La notion de champ de force était l'alternative du 19ème siècle à l'ancienne action à distance assez mystérieuse. Des particules qui ne réagissent à aucun champ de force ne sont pas observables et physiquement n'ont aucun sens. De même, des champs de force qui n'agissent pas sur aucune particule sont également sans signification. Les notions de particules et de champs n'ont, donc, un sens que lorsqu'elles sont reliées.

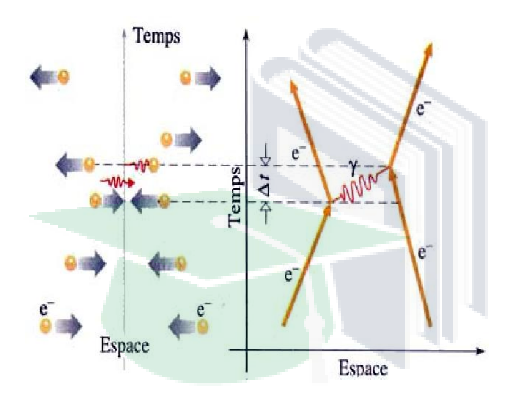
La notion de champ a commencé à être modifiée fondamentalement avec l'introduction par Albert Einstein du concept de photon. Selon cette nouvelle conception, le champ électromagnétique n'a pas son énergie distribuée d'une façon continue dans l'espace. Le photon est le "quantum du champ électromagnétique". Il transporte l'énergie et la quantité de mouvement du champ. L'interaction électromagnétique de deux particules chargées et le transfert de l'énergie et de la quantité de mouvement d'une particule à l'autre doivent avoir donc lieu par l'échange des quanta d'énergie électromagnétique, les photons. La théorie de telles interactions (entre particules chargées), appelée "électrodynamique




quantique" (Q.E.D.), a été la première application réussite de ces idées et c'est à elle que nous allons nous intéresser ici.

La théorie quantique des champs est l'application de la mécanique quantique aux champs. Elle fournit un cadre largement utilisé en physique des particules et en physique de la matière condensée.

Avant de nous lancer dans des calculs complexes, montrons que l'approche proposée précédemment peut être considérée à l'aide d'un formalisme fort simple comme exploitable. Considérons à ce titre la figure ci-dessous (représentation de la collision élastique de deux électrons) :



Cette figure est appelée un "diagramme de Feynmann". Supposons que les deux électrons se déplacent initialement à la même vitesse. Ils s'approchent d'abord puis s'éloignent l'un de l'autre le long d'une droite dans l'espace qui est projetée sur l'axe des temps, dans le sens des temps croissants. L'électron à gauche émet un photon (la ligne ondulée), et pendant un certain temps Δt, il y a deux électrons et un photon. L'électron à droite absorbe ensuite le photon et l'interaction est momentanément terminée; d'autres photons feront par la suite l'aller et retour entre les électrons. La force moyenne est proportionnelle au taux de transfert de la quantité de mouvement due à l'échange des photons. La probabilité de l'émission ou de l'absorption de photons par une particule est reliée à sa charge. La force doit donc être proportionnelle au produit des charges en interaction (en accord avec la loi de Coulomb). Pensez à la force de répulsion entre deux astronautes flottant dans l'espace et échangeant une balle dans un sens puis dans l'autre. Cependant, le phénomène inverse d'attraction ne peut être visualisé de cette manière mais uniquement sous forme mathématique formelle.

La collision présentée dans la figure ci-dessus est élastique; l'énergie de chacun des électrons est inchangée dans la collision. Malgré cela, pendant un temps Δt, le système contient une quantité d'énergie supplémentaire *hf* correspondant au photon. Pendant ce temps Δt, la conservation de l'énergie est apparemment violée! Peut-on tolérer cette situation? La réponse, donnée par la physique moderne, est oui; mais elle ne peut jamais être observée. Autrement dit, il y a toujours une certaine incertitude ΔE sur la valeur mesurée de l'énergie d'un système. «*Le principe d'incertitude de Heisenberg*» impliquant que:

$$\Delta t . \Delta E \approx \hbar$$

Une violation de la loi de conservation de l'énergie jusqu'à une quantité ΔE sera cachée par l'incertitude sur l'énergie à condition que le temps disponible pour faire l'observation Δt soit suffisamment grand tel que:

$$\Delta t \approx \frac{\hbar}{\Delta E}$$

Évidemment une valeur inférieure satisfait également la condition. Nous pouvons donc écrire:

$$\Delta t \geq \frac{\hbar}{\Delta E}$$

L'incertitude sur l'énergie dépasse l'énergie d'un photon d'énergie *h.f* si le photon existe pendant un temps plus court que:

$$\Delta t = \frac{\hbar}{h.f} = \frac{1}{2\pi f}$$

Ce photon est alors observable sur une distance maximale de :

$$R = c.\Delta t = \frac{c}{2\pi f}$$

Et comme la fréquence peut être arbitrairement petite, la portée de la force transmise par le photon sans masse est illimitée. Il peut paraître dans cette relation que la portée est limitée pour un photon libre. Mais ce serait oublier qu'un photon libre n'existe pas car il aurait une fréquence totalement indéterminée. Donc la distance d'interaction le serait aussi.

Ces quanta d'échanges, qui sont inobservables, sont appelés des "photons virtuels". Comme les photons ne sont pas chargés nous disons aussi que l'interaction s'effectue par "courant neutre".

Une approche beaucoup plus satisfaisante et celle qui consiste à utiliser la masse comme terme d'énergie:

$$\Delta t \geq \frac{\hbar}{mc^2}$$

à l'aide de cette relation, il est possible de connaître le temps pendant lequel une particule virtuelle peut parcourir une distance qui correspondrait à :

$$R = c.\Delta t = \frac{\hbar}{mc}$$

II. POTENTIEL DE YUKAWA

1. L'équation de Klein-Gordon

L'équation de Klein-Gordon, parfois également appelée équation de Klein-Gordon-Fock, est une version relativiste de l'équation de Schrödinger décrivant des particules massives de spin nul, sans ou avec charge électrique, établie indépendamment, en 1926, par les physiciens Oskar Klein et Walter Gordon.

L'équation de Klein-Gordon peut être obtenue de plusieurs façons. Une méthode consiste à écrire une formulation covariante de l'équation d'Euler-Lagrange, et une autre consiste à utiliser l'équation relativiste donnant l'énergie d'une particule isolée:

$$E^2 = \vec{p}^{\,2} c^2 + m^2 c^4$$

Soit alors on appliquant le principe de correspondance, l'équation de Klein-Gordon libre est :

$$\hbar^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = \hbar^2 c^2 \Delta\psi - {m_0}^2 c^4 \psi$$

Cette équation décrit la dynamique d'amplitude de présence d'une particule sans spin dans le temps dans un potentiel donné.

Considérons une composante de ψ statique (indépendante du temps) à symétrie sphérique:

$$\psi = U(r)$$

L'équation de Klein-Gordon se réduit alors à:

$$\hbar^2 c^2 \Delta\psi - {m_0}^2 c^4 \psi = 0$$

Si nous divisons des deux côtés de l'égalité par $\hbar^2 c^2$:

$$\Delta U(r) - \hbar^{-2} {m_0}^2 c^2 U(r) = 0$$

Comme le champ *U*(*r*) est à symétrie sphérique (dépendant de *r* uniquement) le Laplacien se réduit à:

$$\vec{\nabla}^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + 2\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 \frac{\partial}{\partial r}\right)$$

Donc l'équation du champ *U*(*r*) s'écrit:

$$\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left[r^2 \frac{\partial}{\partial r} U(r)\right] - \hbar^{-2} {m_0}^2 c^2 U(r) = 0$$

Cette équation différentielle à pour solution (on vérifie facilement que l'exponentielle est une solution possible):

$$U(r) = \frac{C}{r} e^{-r\left(\hbar^{-1} m_0 c\right)}$$

Où C est une constante d'intégration.

Dans le cadre de l'utilisation des unités naturelles (ce qui est le plus fréquent à ce niveau dans la littérature scientifique) ce potentiel s'écrit :

$$U(r) = \frac{C}{r} e^{-r.m_0}$$

et se nomme "*potentiel de Yukawa*".

Nous remarquerons que mise à part la distance *r*, l'autre variable dans l'exponentielle est la masse (les autres termes étant des constantes universelles). Par conséquent, le potentiel de Yukawa est aussi bien un "champ scalaire" dans le cas où la masse est nulle (voir l'exemple ci-après) qu'un "champ massique" dans le cas où la masse est non nulle !

Cela nous amène à l'hypothèse suivante : si c'est le champ électrique qui maintient les particules chargées entre elles dans l'atome (voir le traitement du champ non-massique ci-dessous), c'est le champ massique qui maintient les particules non chargées entre elles dans l'atome.

Autrement dit, si des particules interagissent par l'intermédiaire d'un champ massique de masse m_0 (au lieu d'interagir avec des photons de masse nul), leur force mutuelle va décroître exponentiellement (ce qui est très rapide).

1. Champs massique :

Le physicien H. Yukawa proposa, donc en 1935, que la force nucléaire devait sa très courte portée au fait qu'elle était transmise par des particules massives (plus la masse du quanta échangé est grande plus la portée de l'interaction est réduite), décrites par le champ massique ci-haut.

$$U(r) = \frac{C}{r} e^{-\frac{r}{R}}$$

avec :

$$R = \frac{\hbar}{m.c}$$

Cette notation n'est pas innocente car comme nous le verrons en détails plus loin, lorsque $R \rightarrow \infty$ (cas de l'interaction électromagnétique et gravitationnelle) alors $m_0 \rightarrow 0$ et nous retrouvons alors la loi fondamentale de l'électrodynamique ou de la gravitation où la particule d'interaction est le photon (masse nulle) pour la première et respectivement le graviton pour la deuxième.

Ainsi, en supposant que le rayon de l'interaction nucléaire forte (cohésion des nucléons entre eux) est ***$R=1.10^{-15}$ [m]*** et celui de l'interaction nucléaire faible (qui serait à

l'origine de la désintégration bêta ***R=1.10^{-18} [m]*** nous avons alors les énergies de liaisons des interactions ainsi leur masse approximative immédiatement :

❖ Pour "l'interaction nucléaire forte" :

$$E = m_0c^2 = \frac{\hbar . c}{R} \cong 3.15; 10^{-11}[J] \cong 196[Mev]$$

$$m_0 \cong 2.10^{-28}kg = 220. m_{electron} = \frac{1}{9} m_{proton}$$

Deux ans après cette prédiction de Yukawa, les physiciens découvrirent une particule correspondant à cette masse : le méson μ^-. Il s'avérera plus tard que ce n'était pas la bonne particule mais une particule de même type que l'électron, soit un lepton et donc un fermion (et ne peut donc être une particule messagère).

Les particules détectées dans les laboratoires et qui semblaient être les meilleures candidates à l'époque (car il y en avait plusieurs) de l'interaction nucléaire forte étaient les "pions" (ou "mésons pi") qui se présentent sous trois formes :

$$\pi^+, \pi^-, \pi^0$$

et qui sont 270 fois plus massifs que l'électron. Donc cette différence de masse indique bien que le modèle de Yukawa n'est pas tout à fait exact.

Avant la découverte des quarks (dont sont constitués les mésons), les mésons étaient donc considérés comme les vecteurs de l'interaction forte.

❖ Pour "l'interaction nucléaire faible" :

$$E = m_0c^2 = \frac{\hbar . c}{R} \cong 3.15. 10^{-8}[J] \cong 196[Gev]$$

$$m_0 \cong 2.2\ 10^{-25}kg$$

Il s'agit donc d'une masse colossale, une centaine de fois la masse du proton! Les vecteurs d'interactions ont des candidats qui ont été mis en évidence en 1983 dans les accélérateurs

du CERN. Ces particules messagères de l'interaction nucléaire faible se nomment les "bosons intermédiaires" W^+, W^-, W^0.

Ces observations amenèrent l'hypothèse que la théorie de Yukawa n'était pas une théorie assez fondamentale quoiqu'elle représente bien certaines de ses propriétés.

2. Champs non-massique:

Imaginons maintenant un champ scalaire à symétrique sphérique statique, dont le photon (particule sans spin) est l'hypothétique quantum d'échange.

Comme la masse du photon est nulle, l'expression de *U*(*r*) se réduit à:

$$U(r) = \frac{C}{r}$$

Si nous interprétons ***U*(*r*)** comme le potentiel électrostatique source d'une quantité $Q = n.q$ de charges élémentaires *q* alors la constante *C* dans notre système métrique vaut:

$$C = \frac{Q}{4\pi\varepsilon}$$

Tel que:

$$U(r) = \frac{Q}{4\pi\varepsilon}\frac{1}{r}$$

Comme nous avons:

$$U(r) = -\int E.dr$$

Il en découle:

$$\boldsymbol{E = \frac{Q}{4\pi\varepsilon}\frac{1}{r^2}}$$

Remarque:

Si une particule se trouve dans un champ de potentiel à symétrique sphérique $U(r)$ dont le photon est supposé être initialement le quantum d'interaction alors nous avons affaire à un champ électrostatique dont l'expression est identique à la loi Coulomb.

Le photon est donc bien le quantum d'interaction du champ électrique à symétrie sphérique (lorsque les charges ont une vitesse relativiste le champ électrique n'est pas à symétrie sphérique et les équations deviennent un peu plus compliquées et nous ne devrions plus parler de charge électrique mais de "transparence" aux photons.

Ceci dit, en appliquant le même raisonnement nous pouvons de même retrouver le potentiel gravitationnel de Newton :

$$a = G\frac{M}{r^2}$$

Ce qui impliquerait que le quantum d'interaction du champ gravitationnel est aussi sans masse (dans le cas des petites masses du moins étant donné que nous savons que le potentiel de Newton n'est qu'une approximation de la relativité générale dans le cas des petites masses) et sans spin. Etant donné que le champ gravitationnel ne semble pas interagir avec la présence d'un champ magnétique ou électrostatique, cela nous amène à émettre l'hypothèse que le quantum d'interaction n'est pas le photon et à supposer qu'une autre particule, que nous appellerons "graviton", en est le messager.

CHAPITRE 3 :

LE MODELE STANDARD

DE

LA PHYSIQUE DES PARTICULES

I. LE MODELE STANDARD:

1. Définition:

Le «Modèle Standard» est le cadre théorique permettant de décrire les particules élémentaires connues actuellement ainsi que leurs interactions. Il donne une description cohérente et unifiée des phénomènes aux échelles subatomiques (c'est-à-dire à des distances inférieures à 10^{-15} m et supérieures à 10^{-18} m), qui dit petites échelles dit grandes énergies. C'est pourquoi le Modèle Standard s'appuie d'une part sur la physique quantique (petites échelles) et d'autre part sur la relativité restreinte d'Einstein (grandes énergies). Moyennant l'introduction d'un certain nombre de paramètres qui ont été déterminés par des expériences, le Modèle Standard rend compte de tous les phénomènes microscopiques qui se manifestent lorsque l'on sonde la matière jusqu'à des distances correspondant au centième de la taille d'un proton. De telles distances peuvent être explorées lors de collisions à haute énergie (de l'ordre de 100 GeV).Pour des raisons historiques, il est d'usage de distinguer les particules de matière et les particules d'interaction (voir le tableau ci-dessous). Les premières sont les quarks et les leptons. Elles interagissent en « échangeant» des particules d'interaction, le photon, les bosons $W^{\pm}$ et Z^0 ainsi que les gluons. Trois familles, égales en noblesse Le Modèle Standard regroupe les quarks et les leptons en trois familles structurées de façon identique. Chacune d'elles est composée de deux quarks et de deux leptons. On distingue les leptons des quarks par les interactions auxquelles ils sont sensibles : les leptons, à la différence des quarks, ne sont pas sensibles à l'interaction forte. En fait, une seule famille (la première, composée de l'électron, de son neutrino, et des deux quarks u et d) est suffisante pour rendre compte de la matière ordinaire. Les atomes, par exemple, sont constitués d'électrons s'agitant autour d'un noyau, lui-même composé de protons et de neutrons, c'est-à-dire des quarks u et d. les quarks et leptons des autres familles ont été découverts en étudiant les rayons cosmiques et dans des expériences réalisées, dans les accélérateurs, à très haute énergie. Il existe ainsi six types de leptons et six types de quarks. À cet ensemble, il faut en ajouter un autre, de structure identique, dans lequel chaque particule est remplacée par son antiparticule, ayant la même masse mais dont la charge électrique a une valeur opposée. À l'électron est ainsi associé le

positron, au quark u l'anti-quark noté ū, etc... La première antiparticule, l'anti-électron ou positron fut découverte en 1932 .

2. les constituants de La matière :

i. *Les leptons :*

Les leptons (ainsi nommés parce que leurs masses étaient relativement faibles) sont caractérisés par les propriétés suivantes :

1. Ce sont des particules qui n'interagissent pas fortement (aucune interaction forte).
2. Ils portent des charges électriques entières (soit e soit -e).
3. Ils possèdent une charge "faible" et peuvent être regroupés en paires appelées doublets d'interaction faible : une particule électriquement non chargée et un neutrino de charge électrique nulle.
4. Ils obéissent à la statistique de Fermi-Dirac, ce sont des fermions.
5. Ils sont régis par le principe d'exclusion de Pauli (spin demi-entier).
6. Tous les leptons possèdent une masse non nulle.

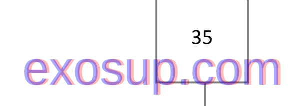
Les trois familles ou générations de leptons connues sont :

1. ν_e (neutrino électronique) / e (électron).
2. ν_μ (neutrino muonique) / µ (muon).
3. ν_τ (neutrino tauonique) / τ (tauon).

ii. *Les hadrons*

Les hadrons sont caractérisés par les propriétés suivantes :

1. Ce sont des particules qui interagissent fortement.
2. Ils portent des charges électriques entières (multiples de la charge de l'électron).
3. Ils ont des interactions faibles.
4. Ils sont formés de quarks (et/ou antiquarks).



Dans les faits, les hadrons ne sont pas des particules fondamentales, mais plutôt des états liés de quarks. On en observe plus de deux cents. Les hadrons peuvent eux-mêmes être classés en deux groupes : les baryons, auxquels on associe un nombre quantique (le nombre baryonique), sont composés de trois quarks et les mésons, responsables des interactions fortes entre hadrons, formés d'un quark et d'un antiquark. Voici les hadrons les plus fréquemment observés :

- p : proton (baryon).
- n : neutron (baryon).
- Λ^0, Λ^+ : lambda (baryon).
- π^+, π^0, π^- : pions (méson).
- ρ^+, ρ^0, ρ^- : rho (méson).
- K^+, K^0, K^- : kaon (méson).

iii. Les quarks

Les quarks sont les particules fondamentales qui forment la matière nucléaire.

1. Ils interagissent fortement (soumis à l'interaction forte).
2. Ils portent des charges électriques fractionnaires de e (-1/3e et 2/3e).
3. Ils possèdent une charge faible et forment des doublets d'interaction faible.
4. On leur associe aussi une charge de couleur et forment des triplets d'interaction forte.
5. Ils possèdent tous un spin demi-entier (1/2) et appartiennent ainsi à la catégorie des fermions.

Les trois générations de quarks sont les suivantes :

1. u (up) et d (down).
2. c (charme) et s (étrange).
3. t (top) et b (bottom).

Tableau des différents composants de la matière :

Constituants de la matière				Bosons de jauge			
	1ère famille	2ème famille	3ème famille	Interaction forte	Interaction électro-magnétique	Interaction faible	
Quarks	Up (u) (0.03 GeV)	Charm (c) (1.3 GeV)	Top (t) (174 GeV)	Gluons (g)	Photon (γ)	Bosons W^+ (80.4 GeV) W^- (80.4 GeV) Z^0 (91.2 GeV)	Boson de Higgs (H^0)
	Down (d) (0.06 GeV)	Strange (s) (0.14 GeV)	Bottom (b) (4.3 GeV)				
Leptons	Electron (e^-) (0.0005 GeV)	Muon (μ^-) (0.106 GeV)	Tau (τ^-) (1.7 GeV)				
	Neutrino (ν_e) électronique (≈ 0 GeV)	Neutrino(ν_μ) muonique (≈ 0 GeV)	Neutrino(ν_τ) tauique (≈ 0 GeV)				

3. Les différents types d'interaction :

L'interaction entre particules de matière se fait via l'échange de particules (ex. bosons de jauge) qui portent les quanta d'énergie-impulsion de quatre types d'interaction (gravitationnelle, faible, électromagnétique et forte).

Le graviton a pour le moment éludé toute tentative d'observation. Le graviton n'existe que dans le cadre de théories quantiques de la gravitation. Cependant aucune de ces théories n'est entièrement satisfaisante même si certaines sont prometteuses (supergravité, cordes, supercordes …).

Par ailleurs, on recherche le boson de Higgs activement (peut être découvert au CERN en 2012). Le boson de Higgs serait responsable de la masse des particules à travers un phénomène de brisure spontanée de symétrie. Ce boson n'est pourtant pas considéré comme l'un des bosons d'interactions fondamentales. Ces particules sont toutes de spin 1 sauf le Higgs et le graviton qui sont de spin 0 et 2 respectivement.

Toutes les interactions sont donc la conséquence d'échange de bosons (particules de spin entier).

i. *Interaction faible*

L'interaction faible (aussi appelée force faible et parfois force nucléaire faible) est l'une des quatre interactions fondamentales de la nature. Elle est responsable de la désintégration radioactive de particules subatomiques et est à l'origine de la fusion nucléaire dans les étoiles. Elle affecte toutes les catégories de fermions connues, à commencer par les électrons, les quarks et les neutrinos.

Dans le modèle standard de la physique des particules, l'interaction faible est causée par l'échange de bosons W^+, W^- et Z^0. L'effet le plus connu en est la radioactivité β. La plupart des particules sont sujettes à la désintégration causée par l'interaction faible. Les bosons W et Z ont une masse très élevée, ce qui explique qu'elle a une portée très courte. Par ailleurs, son intensité est généralement plus faible de plusieurs ordres de magnitude que celles des interactions électromagnétique et forte, ce qui explique son nom.

L'interaction faible a été décrite pour la première fois dans les années 1930 par Enrico Fermi, qui en faisait une interaction de contact à quatre fermions. Nommée interaction de Fermi , Fermi s'en est servi pour expliquer la désintégration β du neutron. Elle fut aussi utilisée en 1947 lors de la découverte de la désintégration du muon. Par la suite, une description sous forme de champ à très faible portée a été préférée. En 1968, les interactions électromagnétique et faible ont été unifiées, et présentées comme deux aspects de l'interaction électrofaible.

❖ **Propriétés :**

L'interaction faible est unique à plusieurs points de vue :

1. C'est la seule qui viole la symétrie P (parité).
2. C'est aussi la seule qui viole la symétrie CP.
3. Elle est portée par des bosons munis d'une masse importante, cette caractéristique inhabituelle étant expliquée dans le modèle standard par le mécanisme de Higgs.
4. L'interaction faible a une portée très courte, et son influence est limitée au noyau atomique. On peut l'expliquer par la masse des bosons W et Z^0, qui est d'environ $90 GeV.c^{-2}$, ce qui leur donne une durée de vie inférieure à 10^{-24} s et confère à

l'interaction faible une portée théorique d'environ 10^{-17} m, soit cent fois moins que l'interaction forte.

ii. Interaction forte:

L'interaction forte, ou force forte, appelé parfois force de couleur, parfait le modèle standard avec l'interaction électromagnétique et l'interaction faible. Après un siècle de physique nucléaire, les lois et constantes fondamentales de l'interaction forte sont toujours inconnues.

Seuls les quarks et les antiquarks sont affectés par cette force forte qui est portée par des bosons appelés gluons. Cette force forte maintient les quarks ensemble pour former les baryons, tels que les protons ou les neutrons et pour former les mésons, tels les pions ou les kaons.

❖ **Propriétés :**

1. L'interaction forte affecte les quarks, et les particules constituées de quarks (les hadrons). Elle n'affecte pas les leptons.
2. L'interaction forte affecte en revanche les gluons, ce qui fait d'elle la seule interaction fondamentale à affecter les bosons qui la transportent. En effet, les photons n'ont pas de charge électrique et ne sont donc pas affectés par les champs électromagnétiques.
3. La portée de l'interaction forte est d'environ 10^{-15} m, c'est-à-dire la taille d'un noyau atomique. C'est cent fois plus que l'interaction faible, mais négligeable devant les portées infinies de la gravitation et de l'interaction électromagnétique. Cette portée limitée s'explique par le fait que les gluons sont sensibles à l'interaction forte, ce qui produit un phénomène appelé *confinement.*
4. L'interaction forte est la plus forte des interactions fondamentales. Sa constante de couplage est environ cent fois plus grande que celle de l'interaction électromagnétique, un million de fois plus que celle de l'interaction faible, et 10^{39} fois plus que celle de la gravitation. Contrairement aux autres interactions fondamentales, l'intensité de l'interaction forte ne diminue pas avec la distance.

La théorie prévoit que l'intensité de l'interaction forte tend vers zéro quand la distance tend vers zéro. Ce phénomène est appelé liberté asymptotique, et permet que les quarks se déplacent librement au sein des hadrons.

iii. Interaction électromagnétique :

L'interaction électromagnétique est l'interaction fondamentale dont les effets sont les plus fréquents dans la vie courante. Ainsi la quasi-totalité des phénomènes de la vie quotidienne (en dehors de la pesanteur) découle de l'électromagnétisme.

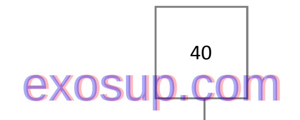
❖ **Propriétés**:

- L'effet de l'interaction électromagnétique peut être attractif ou répulsif. Ces différences sont faciles à vérifier par les effets électrostatiques ou magnétiques (feuilles de papier, aimants, etc...).
- L'interaction électromagnétique s'applique à toute particule possédant une charge électrique non-nulle (positive ou négative) Les particules élémentaires libres possèdent des charges électriques quantifiées, c'est à dire qu'elles ont toutes une charge électrique égale à un nombre entier de fois la charge électrique élémentaire $e=1{,}6.10^{-19}$C. Un électron a une charge électrique -e, un proton une charge électrique +e. Le fait que les charges électriques soient quantifiées n'est toujours pas compris à l'heure actuelle. Les charges électriques sont additives, le système formé par un proton et un électron (un atome d'hydrogène) a donc une charge électrique nulle, il est électriquement neutre (il est insensible à l'interaction électromagnétique). Les atomes, et donc la matière ordinaire, sont ainsi électriquement neutres.
- La particule vecteur de l'interaction électromagnétique est le photon.

4. Les théories de grande unification :

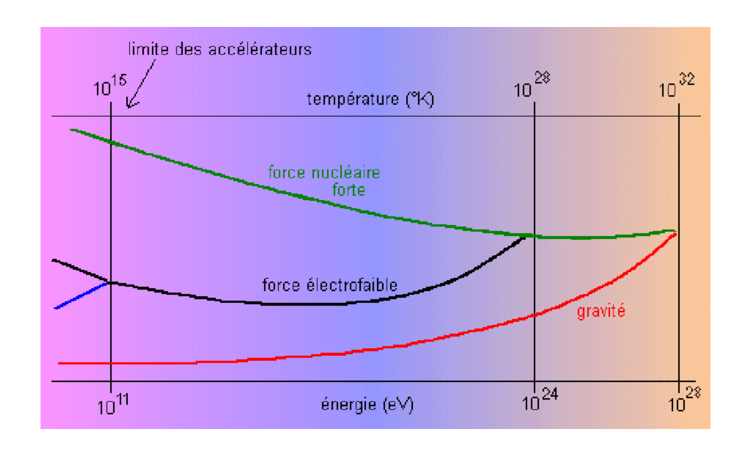
La théorie électrofaible et la chromodynamique quantique traitent de la matière dans des conditions que nous pouvons reproduire sur Terre dans les accélérateurs de particules. Mais les premiers instants de l'Univers sont marqués par des températures et des densités bien au-delà de nos possibilités. Seule une approche théorique peut donc nous aider à comprendre comment les particules et les forces se comportaient juste après le Big Bang.

- *Les théories de grande unification :*



La théorie et l'expérience ont montré que lorsque l'énergie des particules atteint un certain seuil, les interactions électromagnétique et faible se confondent pour n'être plus qu'une : l'interaction électrofaible. De la même façon, on peut envisager que si l'on continue à augmenter l'énergie des particules, il arrive probablement un moment où la force nucléaire forte vient s'unir à l'interaction électrofaible. Ceci devrait se produire lorsque l'énergie atteint un niveau équivalent à une température de l'ordre de 10^{28} degrés.

Depuis les années 1970, plusieurs théories dites de grande unification ont essayé de donner une description unifiée de la force électromagnétique et des forces nucléaires faible et forte. Ces théories sont cependant très difficiles à départager ou à confirmer expérimentalement, car il n'existe pas d'accélérateur suffisamment puissant pour les tester. Même le LHC (Large Hadron Collider) ne peut atteindre qu'une énergie équivalente à 1600 milliards de degrés en créant des collisions entre noyaux de plomb, ce qui est très loin du compte pour ce type d'investigation.



5. Le boson et champs de Higgs:

Le boson de Higgs, aussi connu sous d'autres noms dont celui de boson BEH, est une particule élémentaire dont l'existence permet d'expliquer pourquoi certaines particules ont une masse et d'autres n'en ont pas. L'existence d'une particule, ayant les mêmes propriétés que celles prédites pour le boson de Higgs, a été confirmée de manière expérimentale en 2012 grâce à l'utilisation du LHC et a conduit à l'attribution du prix Nobel de physique à François Englert et Peter Higgs en 2013.

Le boson de Higgs, quantum du champ de Higgs, confère une masse non nulle aux bosons de jauge de l'interaction faible (bosons W et boson Z), leur conférant des propriétés différentes de celles du boson de l'interaction électromagnétique, le photon.

Cette particule élémentaire constitue l'une des clefs de voûte du modèle standard de la physique des particules. La connaissance de ses propriétés peut par ailleurs orienter la recherche au-delà du modèle standard et ouvrir la voie à la découverte d'une nouvelle physique, telle que la supersymétrie ou la matière noire.

- **Champ de Higgs**:

Le champ de Higgs différerait des autres champs par le fait qu'à basse température (énergie), l'espace «préférerait» être rempli de particules de Higgs que de ne pas l'être. Les bosons $W^{\pm}$ et Z interagissent avec ce champ (contrairement au photon), et avancent à travers l'espace comme s'ils se mouvaient dans une « mélasse » épaisse. De cette manière, ils acquièrent une masse effective. À haute température (énergie), les interactions dans le champ de Higgs sont telles que l'espace n'est plus rempli de cette mélasse Higgsienne (un peu comme si la température avait fluidifié la mélasse), les $W^{\pm}$ et Z° perdent leur masse et la symétrie entre les W±, Z° et le photon n'est plus brisée, elle est « restaurée ». Elle est dite manifeste. La masse d'un fermion ou d'un boson ne serait donc qu'une manifestation de cette interaction des particules avec le champ de Higgs dans lequel elles « baignent ».

Le champ de Higgs permet de préserver la symétrie à haute énergie et d'expliquer la brisure de la symétrie à basse énergie. Il est responsable de la masse des bosons électrofaibles, mais interagit aussi avec les fermions (quarks et leptons), qui acquièrent ainsi une « masse ». Les plus légers sont les neutrinos, qu'on croyait jusqu'à récemment de masse nulle; vient ensuite l'électron avec une masse de 0,511 $MeV.c^{-2}$. Tout en haut de l'échelle vient le quark top, qui est de loin la particule élémentaire la plus lourde avec ses 175 $GeV.c^{-2}$.

Conclusion :

Jusqu'à présent, le modèle standard résiste aux nouvelles expérimentations. Cependant, ce n'est pas encore la panacée : il ne parvient pas à englober la quatrième interaction, la gravitation. De plus, il n'est pas capable d'expliquer pourquoi la Nature contient trois familles de fermions (électrons, μ, τ), et ne sait pas prédire leur masse.

Bibliographie :

-« Relativité. Fondements et applications », José-Philippe Pérez (Dunod, 1999). Niveau Licence.
-« Physique théorique. Théorie des champs », L. Landau et E. Lifchitz (Ellipses, 1994). Niveau Master.

-MARLEAU, physique des particules

-physique nucléaire

-wikipedia

-http://physique.coursgratuits.net/

-les-pros de la souris.com

-http://www.pearltrees.com/

-http://sboisse.free.fr/science/physique/relativite.php